



TITLE:

アクリション現象の解析 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用)

AUTHOR(S):

藪下, 信

CITATION:

藪下, 信. アクリション現象の解析 (力学系およびBoltzmann方程式論の天体物理学への応用). 数理解析研究所講究録 1977, 315: 182-202

ISSUE DATE:

1977-12

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/103944>

RIGHT:

ア ク リ シ ョ ン 現 象 の 解 析

京大・工 藤 下 信

§1 ア ク リ シ ョ ン と は

ア ク リ シ ョ ン (Accretion) は英語辞典によれば、物体が周囲にある物質と吸着して増大することである。日本語では附着増大と訳されているが、ア ク リ シ ョ ン という言葉の方が便利なので、そのまゝ用いることとする。

ア ク リ シ ョ ン 現象は最初 Hoyle と Lyttleton (1939) によって議論された。当時星間ガスについては殆んど何も知られていなかったが、星間ガスの中を太陽が通過したときに、どのようなことが起こるかという問題は議論したのである。その基本的な現象のとりまきはつぎのようである。

密度 ρ_0 の気体中を質量 M の星が相対速度 V_0 で通り抜ける。星の後面で、気体分子同士の衝突が起こる(図1参照)。このとき、星の運動に垂直な方向の運動量は互いに相殺するから、結果として γ 方向の運動量だけが残る。衝突前の気体分子の運動は双曲線であると仮定すれば、衝突直前の γ 方向

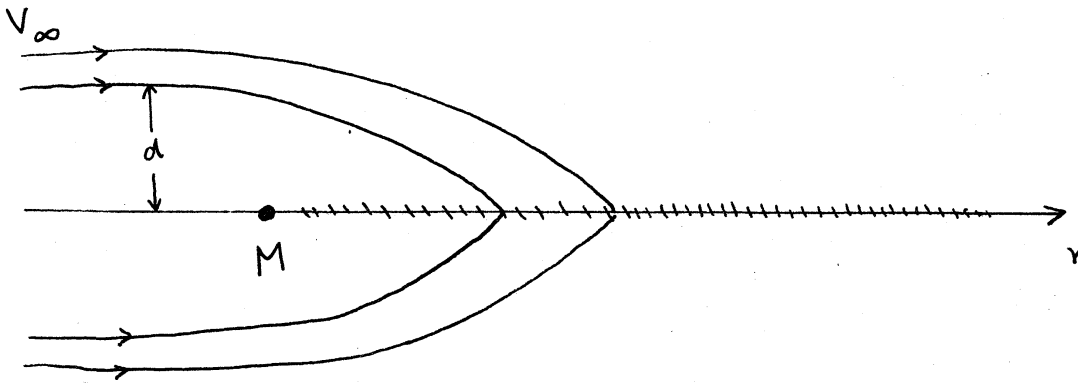


図 1.

の速度成分は、いたるところ V_∞ であることが容易にわかる。
したがって、衝突のおこる点が距離 r のところにある、不等式

$$\frac{1}{2} V_\infty^2 < \frac{GM}{r} \quad (1.1)$$

であれば、引力によって分子は M に引き寄せられ込むことになる。これが Hoyle と Lyttleton の提唱したアクリレシヨンの機構である。いま、不等式がぎりぎりになり、 r の値に対応する impact parameter の値を計算してみる。というものが、質量 M の増大する割合を与えてくれる。角運動量は $r \times V_\infty$ であり、それは衝突前までは保存されるから、

$$V_\infty d = r V_\infty \quad \therefore r = d = \left(\frac{2GM}{V_\infty^2} \right) \quad (1.2)$$

この d の値より小さい impact parameter をもつ分子はすべて M に吸収される。よって定常状態では

$$\frac{dM}{dt} = \pi d^2 V_\infty \rho_\infty = \pi \rho_\infty \left(\frac{2GM}{V_\infty^2} \right)^2 \quad (1.3)$$

が得られる。

いまさらに (1.3) が 良好近似であるとして, M の増減の割合を計算してみよう. $M = M_{\odot} = 2 \times 10^{33} \text{ g}$, $V_{\infty} = 10 \text{ km s}^{-1}$, $\rho_{\infty} = 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ とすれば,

$$\frac{1}{M_{\odot}} \frac{dM}{dt} = 3 \times 10^{-15} \text{ year}^{-1}.$$

これはたゞえ, 10^9 年にわたってアクリレオンが続いても, M の変化は微々たるものである. しかし, $V_{\infty} = 1 \text{ km s}^{-1}$, $\rho_{\infty} = 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ とすれば, 左辺の値は $3 \times 10^{-9} \text{ year}^{-1}$ となり, 10^9 年には, かなりの効果が現れることになる.

これを付け加えておきたいことは, 星間ガスが太陽表面に落ち込むと, そのときにポテンシャルエネルギーが熱エネルギーに変換され, そのことにより, 一時的に太陽の発熱量が増加することである. これが実は地表の氷河期と関連があると, Hoyle & Lyttleton は主張したのである.

§ 2 線アクリレオン

前節で紹介した非常に直観的な議論をより一般的に定式化しようと試みたのが Bondi & Hoyle (1944) の論文である. 図1で斜線で示される密度の高い部分がでこもる. これをアクリレオン・コラムと呼び, そのコラムは長さに比して, 半径

が十分に小さいものである。ようすれば、エラムの内
部構造は問題とする必要がなく、あたかも直線のようにア
クシオン流（ジェット流）ができる。これが Bondi & Hoyle の
仮定である。彼等はこの外かでは気体圧力は無視し得るとし
て、問題の定式化をした（圧力を考慮した議論については、
以下の節を参照）。

まず定常状態が実現されたとして、この仮定のもとでは二
つの保存則が成り立つ。一つは物質保存である。毎秒、エラ
ムの単位長さ当たり、掃き込まれる気体の量は

$$A = \frac{2\pi \rho_{\infty} GM}{v_{\infty}} \quad (2.1)$$

である。よって質量保存則は

$$\frac{d}{dr}(m u) = A \quad (2.2)$$

と書ける。ただし

$m(r)$: 点 r における物質の線密度,

$u(r)$: 点 r における速度。

(2.2) はたんに積分できて

$$m u = A (r - r_0) \quad (2.3)$$

となる。 r_0 は積分定数であるが、 $r = r_0$ で $u = 0$ となるこ
とから、これはよどみ点 (stagnation point) に対応する。

第2の保存則は運動量に関するものである。それは

$$\frac{d}{dr}(mu^2) = AV_\infty - \frac{GMm}{r^2} \quad (2.4)$$

と書ける。右辺第一項はアクリレヨン・クラウドに流入するガスの持つ運動量であり、第二項は M の引力である。この式は $m(r)$ が未知であるために、今のままでは積分できない。 M に流入する物質の割合は mu の $r=0$ における値であるが、それは (2.3) から $-Ar_0$ である。よって

$$\frac{dM}{dt} = Ar_0$$

がアクリレヨンの割合を与えて、したがって r_0 の値を定めることが重要なりであるが、この Bondi & Hoyle の理論の frame の中では、それを決定することは出来ない。そのためには、アクリレヨン・クラウド内部の圧力を考慮しなくてはならぬ。

さて

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{GM}{V_\infty^2} x, & u &= V_\infty y, & r_0 &= \frac{GM}{V_\infty^2} d, \\ m &= A \cdot \frac{GM}{V_\infty^3} z, \end{aligned} \right\}$$

によって無次元化すれば、(2.3), (2.4) の両式はつぎのように変形される；

$$yz = x - d \quad (2.5)$$

$$y \frac{dy}{dx} + \frac{1}{x^2} = \frac{y(1-y)}{x-d} \quad (2.6)$$

これが Bondi-Hoyle の採用した基礎方程式である。求める解は $x = \alpha$ で $y = 0$ でなければならぬが、実はこの点は微分方程式の真性特異点なのである（アクリリオン流の中に圧力を考慮することにより、この特異点は正則な特異点となる。4節参照）。

真性特異点であることを示すには、まず $\xi = x - \alpha$ とおき、また y の高次の項を無視すれば、上の式は

$$\xi \frac{dy}{d\xi} = \frac{\alpha^2 y - \xi}{\alpha^2 y} + \dots$$

となり、 $\xi - \alpha^2 y = \xi \cdot \eta$ とおけば、

$$\xi^2 \frac{d\eta}{d\xi} = -\alpha^2 \eta + \text{高次項}$$

となる。高次項を無視したときの近似解は $\eta = D \exp(\alpha^2/\xi)$ である、ただし D は積分の定数。よって

$$y = \frac{\xi}{\alpha^2} (1 - \eta) + \dots$$

で、 η は $\xi = 0$ ($x = \alpha$) で真性特異点をもつ。

Bondi & Hoyle はこの特異性には何ら注意せずに、 $\xi \rightarrow 0$ 通り、 $x \rightarrow \infty$ のとき $y \rightarrow 1$ となる解を求めたのである。その一つが図 2 に fast solution と示されているものである。

§ 3 Bondi-Hoyle 式の解の漸近挙動

Bondi & Hoyle が $x \rightarrow \infty$ で $y \rightarrow 1$ となる解を求めたのは、
 十分な理由がある。 $x \rightarrow \infty$ (したがって $r \rightarrow \infty$) では、
 星の影響が 0 となると直観的に考えられるからである。し
 かし Lyttleton (1972) は別の挙動をする解を見出した。
 実際には (2.6) 式で

$$y = y_0 + \frac{y_1}{x} + \frac{y_2}{x^2} + \dots \quad (3.1)$$

とおいて、未定係数 y_0, y_1, y_2, \dots の値を定めいくと、
 つの

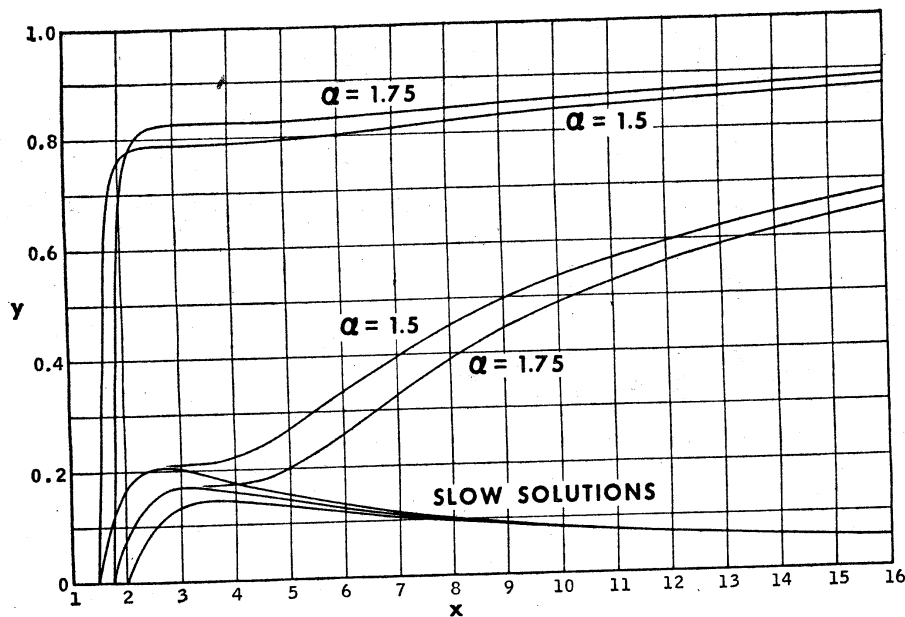


FIG. 1. The slow solution of $y(dy/dx) + 1/x^2 = y(1-y)/(x-\alpha)$ for the cases $\alpha = 1.5, 1.75$, and 2.0 compared with limiting Bondi-Hoyle solutions.

可能性 $y_0 = 1$, $y_0 = 0$ があるのである。ホーの可能性を, Lyttleton は fast solution と名付け, ホーの可能性を slow solution と名付けた。しかし図 2 に示されているが, さらばともに, 微分方程式 (2.6) を数値積分して得られたものである。

§ 4 圧力の効果

さて Bondi-Hoyle 理論にせよ, あらうは Lyttleton の slow solution にせよ, さらばはプロリレオン・コラム中の気体圧力を無視している。これは物理的には, 気体が絶対零度にあることを意味する。しかし現実には, いかにも導向ガスが水素分子からできており, その結果冷却効果が良いといつても, その温度が 0°K に保たれることにはなつ。さらばコラムの中心は圧力の効果を考える。しかしコラムに到達する迄は, 流れのマッハ数 M_∞ が大きいので (10 ~ 100), ニュートン近似を採用する。そうすればエネルギーの保存を表わすベルヌーイ

$$\text{の式は, } \gamma \text{ を } \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{f}{m} = \frac{GM}{r} = \frac{1}{2} V_\infty^2 \quad (4.1)$$

ただし, f はコラムの断面に作用する圧力 $f = \pi s^2$ (s はコラムの半径) である。他方, 運動量保存の式は

$$\frac{d}{dr} (m u^2) = A V_{\infty} - \frac{GMm}{r^2} - \frac{df}{dr} \quad (4.2)$$

と仮定する。このとき $f = A V_{\infty} r_0 w$ とおくと、無次元化すれば、

$$\left. \begin{aligned} y \frac{dy}{dx} + \frac{1}{x^2} &= \frac{y(1-y)}{x-d} - \frac{dy}{x-d} \frac{dw}{dx} \\ y^2 &= 1 + \frac{2}{x} - \frac{2dx}{x-1} \cdot \frac{w}{2} \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

と仮定する。 w を消去すれば、

$$\begin{aligned} A(x, y) \frac{dy}{dx} &= B(x, y) \\ A(x, y) &\equiv y^2 - \frac{x-1}{2x} y^2 - \frac{x-1}{2x} \left(1 + \frac{2}{x}\right) \\ B(x, y) &\equiv -\frac{y}{x^2} + \frac{y^2(1-y)}{x-d} + \frac{x-1}{2x} \left[\frac{y^3}{x-d} - \frac{y}{x-d} \left(1 + \frac{2}{x}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{2y}{x^2} \right]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

を得られる。

と仮定して、 $x=d$, $y=0$ は (4.4) の結節点と仮定する。これが容易に分れる。即ち、 $x-d$, y がともに 1 次微小量と仮定して、高次項を無視すれば、

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x-d}, \quad x > 1$$

と仮定からである。したがって、解を定めるには $x=d$, $y=0$ における微係数を与える必要がある。

§ 5 Sonic transition

さて, フリクション・コラウの音速 c は $c^2 = \gamma f/m$ であり
 えられるから, マッハ数 M は

$$M^2 = \frac{u^2}{u_{\text{sound}}^2} = V_\infty^2 y^2 / (\gamma f/m) = 2y^2 [(r-1)(1-y^2+2/x)]^{-1} \quad (5.1)$$

となる. よび $|r| < 1$ であるから, $M \neq 0$.
 他方, もし $x \rightarrow \infty$ で $y \rightarrow 1$ となる解があれば, そ
 こでは $M \rightarrow \infty$ となる. したがって, そのような流れは, 流
 れのどこかに遷音速点を持たねばならない. 実際 $M^2 > 1$ は
 $A(x, y) > 0$ に対応し, $M^2 = 1$ (遷音速点) は, $A(x, y) = 0$ に
 対応する. したがって, もし $x \rightarrow \infty$ で $y = 1$ となる解を求め
 るのであれば, それは $A(x, y) = 0$ となるときに, $B(x, y) = 0$
 となるものを見つけねばならない. これが遷音速点を定める関
 係である. よって, $A(x, y) = 0$, $B(x, y) = 0$ という二曲
 線を (x, y) 面上に画き, それらが交点を持つば, $y \rightarrow 1$ とな
 る fast solution は可能なのである. またこの条件が, よび
 点 $x = \alpha$, $y = 0$ での y の微係数を一意的に定め得る. 図 3 に
 はそのようにして求めた数値解を示してある.

§ 6 解の漸近挙動

さて圧力効果を考慮した方程式 (4.4) の解の漸近形を求め

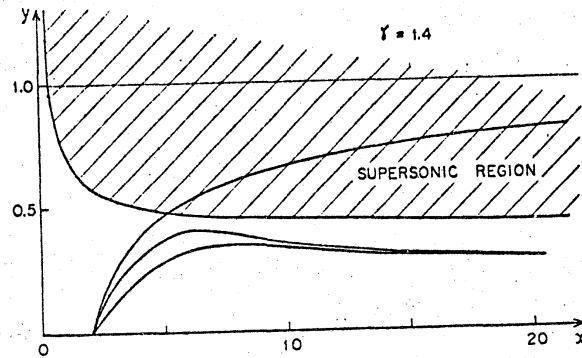


Figure 2. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\gamma = 1.4$, $\alpha = 2$. The unique supersonic solution starts at $x = \alpha$ with $dy/dx = 1.75\alpha^{-2}$ and the sonic transition occurs at $x = 5.13$. Two of the subsonic solutions are also shown.

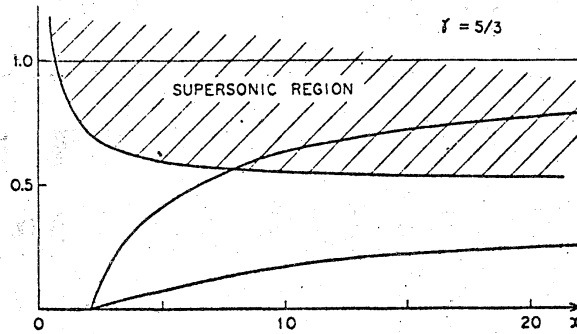


Figure 1. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\gamma = 5/3$. The solution which undergoes sonic transition is such that $dy/dx = 1.07\alpha^{-2}$ at $x = \alpha$ ($\alpha = 2$). The sonic transition occurs at $x = 7.73$. One intermediate (subsonic) solution is also shown.

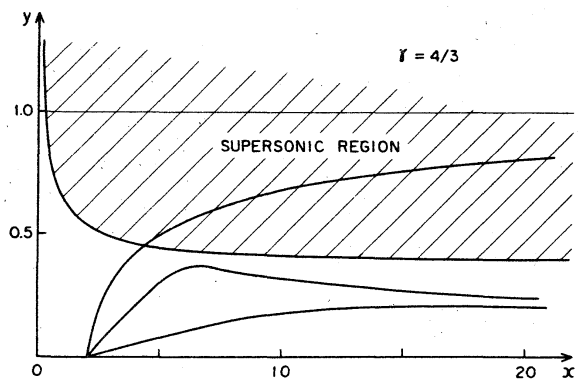


Figure 3. Numerical solutions of the equation of line accretion with $\alpha = 2$, $\gamma = 4/3$. The supersonic (fast) solution starts at $x = \alpha$ with $dy/dx = 4.40\alpha^{-2}$ and the sonic transition occurs at $x = 4.42$. Two of the subsonic solutions are also shown.

る問題を考える。(3.1)を代入して, y_0, y_1, \dots を求めると
 二つの可能性 $y_0 = 1$ (fast solution), $y_0 = (\gamma-1)/(\gamma+1)$
 (intermediate solution), さらに $y_0 = 0$ があることが分かる。
 (しかし $y_0 = 0$ は, 実は静止解 $[y = 0 \text{ for all } x]$ に対応し
 , 物理的に意味がないので, 除く。 $y_0 = 1$ の解は既に前節で
 求めた。残る可能性は $y_0 = (\gamma-1)/(\gamma+1)$ である。ここで形
 式的に $\gamma \rightarrow 1$ とすれば, Lyttleton の slow solution となるの
 である。また $y_0 = (\gamma-1)/(\gamma+1)$ は, $A(x, y) < 0$ の領域にある
 。よって, y_0 は亞音速解であって, 図3には, いくつかの
 解を示してある。ここで注意すべきことは, $x = \alpha, y = 0$ での
 微係数の値は任意であるから, 無限の解が存在し得ることであ
 る。

以上を要約すれば, プクリリオン流の中の圧力を考慮して
 も, $x \rightarrow \infty$ での解の挙動は一意的には定まらず, $y_0 = 1$ と
 $y_0 = (\gamma-1)/(\gamma+1)$ の二つの可能性があるのである。前者は,
 遷音速点での, 解の連続性の要請から一意的に定まるが, 後
 者については, 無限の任意性が残る。

§7 流体力学的取扱

これまで述べた方法では, プクリリオン・イラウに到達す
 る迄の気体の運動は, ニュートン近似で扱った。これはマッ

ハ数 γ が $10 \sim 100$ であるという事情を考慮するとき、良い近似であると考えよう。

しかし、銀河が銀河集団 (クラスター) の中にある気体中を運動するとき、気体の温度は $10^6 \sim 10^7$ K であり、他方相対速度は 100 km s^{-1} のオーダーである。したがって、マッハ数は1前後であって、ある場合には超音速、ある場合には亜音速である。この場合には、ニュートン近似が必ずしも成立しないのである。そこで Hunt (1972) は、流れる気体の状態を流体力学的に取扱った。そのモデルは、上流では気体が一杯の速度 V_∞ をもつ。座標の原点に質量 M の質点がある。その質点は、近傍にくる気体をすべて吸収してしまうようなものである。下流では気体の流れは、再び一杯流 (速度 V_∞) にもどるものと仮定している。これにしたがって、Bondi-Hoyle の fast solution に対応するものである。

Hunt は Lax-Wendroff の差分スキームを用いて、任意に選んだ初期条件から出発して、最終的に定常状態を求めた。その一例を図 1 に示してある。これから分ることは、まず上流で M_∞ が1より大であれば、 M の前面に shock wave ができる。 M を通る直線上では、流れは亜音速となるが、 M に近づくにつれて超音速となる。よどみ点より遠くでは亜音速であるが、下流では再び超音速となる。

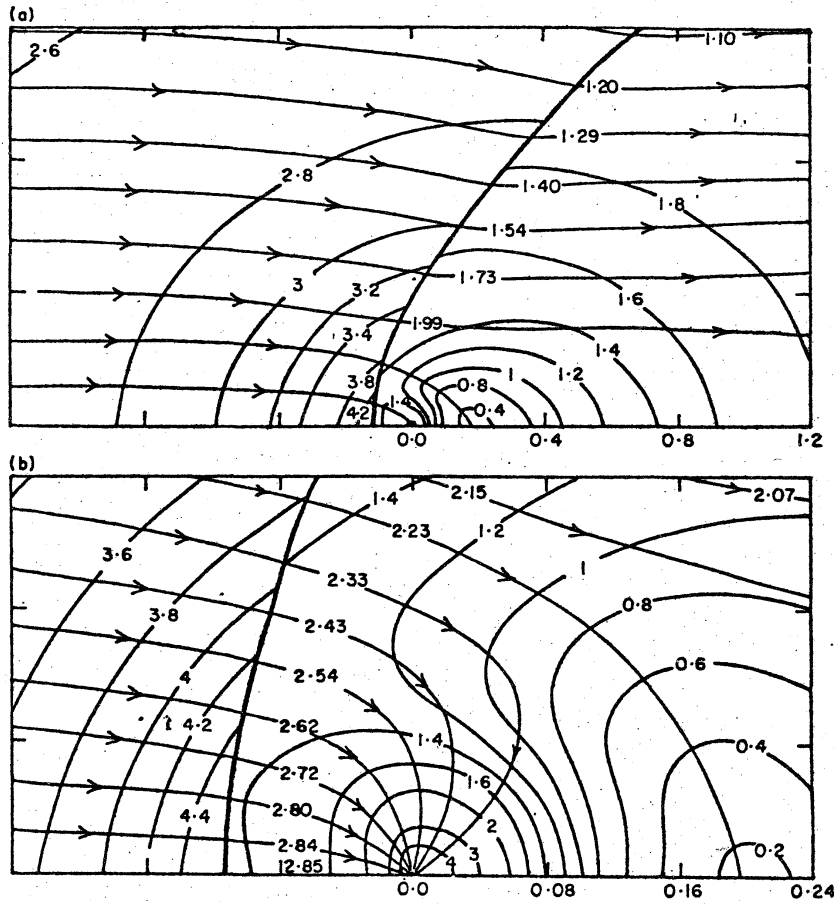


FIG. 6. Velocity magnitude contours and streamlines at Mach speed 2.4.

図 4

§ 8 よどみ点の決定

さて、線アクリレシンの料内では、よどみ点 $x = y$ が未定であることは指摘した。圧力を無視する限りにおいては、それは決定することは不可能であるが、前節で紹介した Hunt の結果を参考にすれば、 $x = y$ の値を決定できる。

そのためには、まずアクリリコン流が下流では fast solution となり、そのために超音速と仮定する。Hunt の解はそのような状況を示すものであるが、 M_∞ が 10~100 と大きくたつても、その極相に変化はないと示すのである。

そうすれば、流れには二つの超音速点があることになる。一つはよどみ点の下流にあるものであり、他の一つはよどみ点と M の中間にあるものである。ところで、超音速点では、(4.14) 式に現れる $A(x, y)$ と $B(x, y)$ がともに 0 となるわけばならぬ。言い換へれば、 α の値を定めれば、二つの超音速点 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) の値は自動的に決まってしまう。そこで (x_1, y_1) と (x_2, y_2) から出発した解がよどみ点 $x = \alpha$ に到達したとき、一般に $(dy/dx)_{\alpha-}$ と $(dy/dx)_{\alpha+}$ の値は異なるであろう。ここではやから二つの値が同一であることを要請する。そうすれば、 α の値が一意的に定まる。この要請は、 $m(r)$ が $r = r_0$ (よどみ点) で連続であることと等価である。この方法で定まった α の値を結果として示せば次のようになる。

表 1

γ	よどみ点 $x = \alpha$ の値
$5/3$	2.09
1.4	1.90
$4/3$	1.85

§ 9 アクリレオン流による抵抗

アクリレオンにおいて, Bondi-Hoyle の fast solution が実現されても, あるいは intermediate solution が実現されても, いずれの場合にも質点 M には抵抗が働く。それはつぎのように物理的には説明できる。

完全な定状態^常においては, アクリレオン・コラムに到達する近の気体分子は, 全体としては M に何らの力を及ぼさない。このことは質点力学を用いて簡単に示すことができる。ところが, アクリレオン・コラムは密度の高い部分であり, したがって引力の源となる。言うなれば, M の後方に細い棒がくっついているようなものであり, それが M を引っ張る。同じ結果は適当な試験面を考えて, ここへ流入する運動量と流出する運動量を計算しても得られるはずである。

上の考察から, (r_0, γ) にあるコラムの M に及ぼす引力の大きさは

$$F = \int_{r_0}^{\gamma} \frac{GMm}{r^2} dr \quad (9.1)$$

である。

さて, $m(r)$ はいずれの場合にも $r \rightarrow \infty$ で r に比例するので, 形式的に上の積分は $r \rightarrow \infty$ のときに発散する。Bondi & Hoyle は, cut-off する長さとして星間距離をとった。また

(2.3) において $r \rightarrow \infty$ のとき $u \rightarrow V_\infty$ と仮定すれば,

$$m \propto A r V_\infty^{-1}$$

でありから, 積分 (9.1) は近似的に

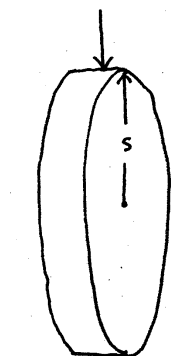
$$F = \int^r \frac{G M A V_\infty^{-1}}{r} dr = \frac{A G M}{V_\infty} \log x \quad (9.2)$$

となる。上に述べた理由から, Bondi & Hoyle は $\log x$ の値が (5, 15) の間にあるとしたのである。

さてこの計算には, 一つのあいまいさが残っている。それは星間距離という, アクリリオン現象とは関係のない量が導入されていることである。もし無限に広いガス雲の中に星がただ一つあれば, それに作用する抵抗は無限大となって, 到底容認し得ないのである。ところが, アクリリオン流れの中の圧力を考慮すれば, コラムが無限にならぬことが分かる。

§ 10 cut-off distance の決定

いまコラムの断面が図のようであると
して, コラム内の圧力のバランスを考
える。コラムの中での圧力を p とすれば,
 $f = \pi s^2 p$ である。地方, アクリリオン
によって, 矢印の方向に運動量の流入が
ある。この圧力と, 運動量の流入がバラ



コラムの断面

ンスをするという条件から, Hoyle & Bondi は

$$\frac{A}{2\pi S} (2GMV^{-1})^{1/2} = \rho \quad (10.1)$$

という関係も導いた。

さて, 流れの速度 u が r の関数として得られれば, ベルヌーイの式と質量保存の式から, f と ρ の漸近形が得られる。実際 fast solution に対しては, 漸近的に

$$f \sim \frac{1}{4\gamma} \cdot \frac{AGM}{V_\infty}, \quad \rho \sim \frac{4\gamma}{x} \cdot \rho_\infty V_\infty^2 \quad (10.2)$$

即ち, 流れの中で気体は膨張し, コラムは太くなる。もし ρ が無限上流での圧力 p_∞ にまで回復すれば, 最早やコラムは消えていってしまうと見られてよいであろう。よって cut-off を

$$\rho_\infty = \frac{4\gamma}{x_c} \cdot \rho_\infty V_\infty^2$$

で定義するのが自然である。この式は書き直せば,

$$x_c = 4\gamma^2 M_\infty^2 \quad (10.3)$$

intermediate solution, slow solution が実現された場合でも, 同じ考えによって x_c を決定できる。その値を (9.1) に代入すれば, 抵抗力 F が計算できる。それは

$$F = \frac{AGM}{V_\infty} \beta \quad (10.4)$$

$$\beta_F \text{ (fast solution)} = 2 \log \gamma M_\infty.$$

$$\beta_Y \text{ (intermediate)} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left\{ \log M_\infty + \frac{1}{2} \log \frac{\gamma(\gamma+1)}{2} \right\}$$

$$\beta_L \text{ (slow solution)} = (2/5)^{1/2} M_\infty.$$

これを参考に、 $M_\odot = 2 \times 10^{33} \text{ g}$, $V_\infty = 10 \text{ km s}^{-1}$, $\mu = 2$ (水素分子), $\gamma = 1.4$ としたときの cut-off distance r_c はつきのようになる:

表 2 r_c の値 (天文単位)

T (絶対温度)	C_∞ (m s^{-1})	r_c (fast)	inter	slow
25	381	4.8×10^4	303	180
50	539	2.4×10^4	214	124
100	763	1.2×10^4	151	89

ここで T はガスの温度である。例えば $T = 100 \text{ K}$ の場合, $M_\infty = 13$ であつて, ニュートン近似が良い電位であると考へてよ。

5.11 天体现象への応用

以上で、線アウトリションの仮定の枠組の中で解析できることはほぼしたつもりであり、残るのは流れの安定性の吟味である。一応、現象の解析はこれで終り、どのような現象に適用されるかについて、簡単な紹介をさしめることにする。

(i) 氷河期 地球の氷河期は、太陽系が星間ガスに突入す

る際に起こるとするものが Hoyle-Lyttleton のもとでの議論の出発点であつた。シンポジウムによれば、地上での氷河期のためには太陽の発熱量の増加が必要なのである。これは一見奇妙に聞こえるが、氷河期とは海洋の大量の水が陸上にある状態を指すのであり、そのためには降雨量の増加が必要条件と考えるのがリンアソンである。このアイディアによれば、アクリートされた星間ガスは太陽に落ち込むが、その際に持っているポテンシャル・エネルギーを熱エネルギーに変換する。もし $10^3 \text{ H}_2 \text{ cm}^{-3}$ のガスに $V_\infty = 1 \text{ km s}^{-1}$ の速度でとび込めば、かなりの太陽発熱量の増加があるのである。

(ii) ベテルギウス星のジェット流

ベテルギウスにはジェット流が見られるが、これは星から噴射されているのではなく、アクリレオン流そのものを見ているのではないかという考えも成り立つ。

(iii) 我が銀河のアクリレオン Oort の観測によれば、高速のガス雲が銀河面に落ちて来ており、これは銀河内に残されているガスを、我が銀河がアクリートしているものと解釈される。

(iv) 銀河集団内ガスの加熱 集団 (クラスター) とは銀河が数百から数千集まっている集団であるが、その集団内から 10^6 K の温度に対応する X 線が放射されている。このことは

ら、クラスター内のガスは $10^6 \sim 10^7$ K の温度にあると考えられるが、もし熱源がなければ、 10^{10} 年もたてば冷却してしまふ筈である。そのようなガスは銀河とガスの相互作用によって、絶えず加熱されているところの Spiegel (19) の考えである。既に見たように、M には F の抵抗が働くから、この力がある仕事は毎秒 $F \cdot V_\infty$ であり、このエネルギーが実はガスの加熱に用いられる。こうしてクラスター内のガスは高温に維持され、それが観測される X 線を与える。

参 考 文 献

- Bondi, H. and Hoyle, F., 1944. Mon. Not. R. astr. Soc., 104, 273.
 Hoyle, F. and Lyttleton, R. A., 1939. Proc. Cambridge Phil. Soc., 35, 405.
 Hunt, R., 1971. Mon. Not. R. astr. Soc., 154, 141.
 Lyttleton, R. A., 1972. Mon. Not. R. astr. Soc., 160, 255.
 Spiegel, E. A., 1970. Interstellar Gas Dynamics, edited by Habing, IAU symposium.